

法政大学学術機関リポジトリ

HOSEI UNIVERSITY REPOSITORY

有限要素法とHSMAC法を併用した電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析技法による誘導加熱機器における昇温特性の把握

著者	並木 聡史
出版者	法政大学大学院理工学研究科
雑誌名	法政大学大学院紀要．理工学・工学研究科編
巻	60
ページ	1-7
発行年	2019-03-31
URL	http://doi.org/10.15002/00022025

有限要素法と HSMAC 法を併用した 電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析技法による 誘導加熱機器における昇温特性の把握

WEAKLY ELECTROMAGNETIC FIELD HEAT CONDUCTION THERMAL FLUID COUPLED ANALYSIS
OF INDUCTION HEATING APPARATUS USING FINITE ELEMENT METHOD AND HSMAC METHOD

並木 聡史

Satoshi NAMIKI

指導教員 岡本 吉史

法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻修士課程

In thermal design of electrical machines, it is important to accurately evaluate the temperature-rise characteristics. When the temperature-rise characteristics in electrical machines is evaluated, the coupled electromagnetic-field and heat-conduction analysis is frequently carried out. To enhance the accuracy of temperature rise, the heat transfer coefficient in heat conduction analysis has to be set to practical value. However, because heat transfer coefficient is dependent on various physical quantity, the evaluation of heat transfer coefficient is difficult. In this paper, the coupled electromagnetic-field heat-conduction thermal-fluid analysis using finite element method and highly simplified marker and cell (HSMAC) method is adopted. In order to accurately calculate localized heat-transfer coefficient, the temperature distribution and flow velocity distribution around the heated target are analyzed.

Key Words : Heat transfer coefficient, HSMAC method, Induction heating, and Thermal fluid analysis

1. はじめに

電気機器は、更なる高性能化や小型化へ向けて開発が盛んに行われており、電気機器の発展に伴い、内部発熱量は増加傾向にある。その結果、温度上昇により、機器の構成要素が想定外に加熱されることとなり、機器の定格値から大きく異なる特性の発現が懸念される。そのため、電気機器の実駆動状態における昇温特性を正確に把握することは、高品質な電気機器の開発において重要となる。

電気機器駆動時の温度上昇特性を評価するシミュレーション技法として、被加熱体の表面に、熱伝達境界を設定した電磁界・熱伝導連成解析^{[1]~[3]}が多く報告されている。しかし、熱伝達率は、被加熱体の形状や種類、周囲の温度、流体の種類などのような様々な要因で変化するため、実験結果と数値解析結果が合うように決定されることが多い^[4]。それゆえ、機器性能の事前予測という観点では、数値解析の利点が完全には活用されていない。さらに、熱伝達率は被加熱体の表面において、一様に分布しているケースは少なく、実測結果から熱伝達率の局所的な変化をモデリングすることは困難である。

このような背景から、局所的な熱伝達率の変化をモデリングする技法として、熱流体解析が多く採用されている。流体现象をシミュレートする技法として、幾つかの数値解析手法が提案されている。粒子法^{[5]~[7]}では、ラグランジュ座標系を適用することで、移流項を考慮する必要がない。しかし、影響半径の大きさや粒子数の設定で、シミュレートされる現象が大きく変化する場合がある。一方、オイラー座標系を用いて、移流項を考慮する数値解析手法として、流速場と圧力場を分離して解く Marker and Cell (MAC)系解法^{[8],[9]}が多く用いられている。

本論文では、熱流体解析技法として、MAC 法の予測段階、圧力計算段階、修正段階の圧力計算段階に Newton 法を適用することで行列演算を削減した HSMAC 法^[10]を採用する。辺有限要素法に基づく電磁界解析と HSMAC 法を適用した熱流体解析を弱連成する技法により、誘導加熱現象から生じる自然対流の挙動をシミュレートする。シミュレーション結果を用いて、フーリエの法則とニュートンの冷却則より局所的な熱伝達率を算出したので、その子細を報告する。

2. 電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析

(1) 辺有限要素法による渦電流解析

A - ϕ 法による渦電流問題の支配方程式を以下に示す。

$$\text{rot}(\nu \text{rot} \mathbf{A}) = \mathbf{J}_0 - \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \sigma \text{grad} \phi \quad (1)$$

$$\text{div} \left\{ -\sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \right\} = 0 \quad (2)$$

ここで、 ν は磁気抵抗率、 σ は導電率、 \mathbf{A} は磁気ベクトルポテンシャル、 ϕ は電気スカラーポテンシャル、 \mathbf{J}_0 は強制電流を示す。次に、(1)、(2) 式において、ガラーキン法を適用すると、次式の有限要素法弱形式が得られる。

$$G_k^{\text{EM}} = \iiint_V \text{rot} N_k \cdot (\nu \text{rot} \mathbf{A}) dV - \iiint_V N_k \cdot \mathbf{J}_0 dV + \iiint_V N_k \cdot \left\{ \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) \right\} dV = 0 \quad (3)$$

$$G_i^{\text{EM}} = \iiint_V (\text{grad} N_i) \cdot \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} \phi \right) dV = 0 \quad (4)$$

ここで、 N_k は辺形状関数、 N_i は節点形状関数を示す。

(2) 節点有限要素法による熱伝導解析

熱伝導問題の支配方程式を (5) 式に示す。

$$\text{div}(\lambda \text{grad} T) + Q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5)$$

ここで、 λ は熱伝導率、 ρ は密度、 c は比熱、 T は温度、 Q は発熱密度を示す。次に、(5) 式においてガラーキン法を適用して得られた有限要素法弱形式を (6) 式に示す。

$$G_i^{\text{heat}} = \iiint_V \text{grad} N_i \cdot \lambda \text{grad} T dV + \iiint_V N_i \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV - \iiint_V N_i Q dV - \iint_S N_i (\lambda \text{grad} T) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (6)$$

(6) 式において、熱伝導解析を行う固体領域は、熱伝達現象により流体（外側空気領域）と熱の授受が発生する。そのため、(6) 式の境界積分項は、(7) 式のように表せる。

$$-\iint_S N_i (\lambda \text{grad} T) \cdot \mathbf{n} dS = \iint_S N_i h (T - T_f) dS \quad (7)$$

ここで、 h は熱伝達率、 T_f は流体温度を示す。また、局所的な熱伝達率は、フーリエの法則とニュートンの冷却則より、(8) 式を用いて算出する[11]。

$$h = \frac{\lambda \nabla T}{(T_w - T_f)} \quad (8)$$

T_w は壁面温度を示す。流体温度 T_f には、壁面付近の温度を計算に用いる。

(3) HSMAC 法による熱流体解析

非圧縮性流体の支配方程式である Navier-Stokes 方程式を (9) 式、連続の式を (10) 式、エネルギー方程式を (11) 式に示す。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \beta (T - T_0) \mathbf{g} \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (10)$$

$$\text{div}(\lambda \text{grad} T) + Q = \rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) \quad (11)$$

ここで、 \mathbf{u} は速度、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 β は体積膨張率、 \mathbf{g} は重力加速度、 T_0 は基準温度を示す。

HSMAC 法には、有限差分法が適用されており、時間進行には陽解法を導入している。また、メッシュにはスタaggered格子を採用している。

スタaggered格子では、圧力や温度、速度の各成分を同一点で評価せずに、圧力 p や温度 T などのスカラー量は、計算格子の中心に計算点を定義し、速度の x 方向成分 u_x 、 y 方向成分 u_y 、 z 方向成分 u_z などのベクトル量は、計算格子の中心から半格子だけ移動した位置を計算点として定義する格子である。スタaggered格子で圧力の計算点と速度の計算点をずらすことで、圧力値の振動を抑制できることが知られている。また、1つの格子内で連続の式を評価できる利点がある。例として、図1には、二次元のスタaggered格子を示す。

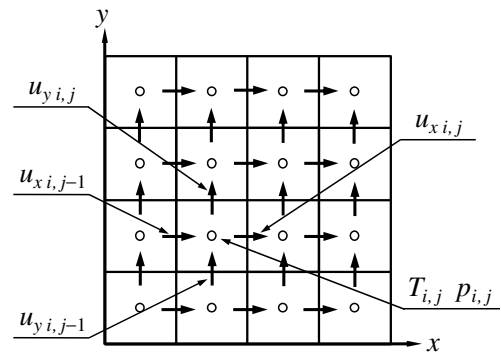


Fig. 1. Staggered grid.

ここで、添え字 i, j は x, y 方向の格子点を示している。また、添え字 k は z 方向の格子点を示す。

HSMAC 法における最初の手順は、次時刻の仮速度を予測することである。次式により、次時刻の仮速度における x, y, z 方向成分を予測する。

$$\begin{aligned} \frac{u_{xi,j,k}^{n+1} - u_{xi,j,k}^n}{\Delta t} = & -\frac{1}{\rho} \frac{p_{i+1,j,k}^{n+1} - p_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta x} \\ & - \left(u_{xi,j,k}^n \frac{\partial u_{xi,j,k}^n}{\partial x} + u_{yi,j,k}^n \frac{\partial u_{xi,j,k}^n}{\partial y} + u_{zi,j,k}^n \frac{\partial u_{xi,j,k}^n}{\partial z} \right) \\ & + v \left(\frac{u_{xi-1,j,k}^n - 2u_{xi,j,k}^n + u_{xi+1,j,k}^n}{\Delta x^2} \right. \\ & \left. + \frac{u_{xi,j-1,k}^n - 2u_{xi,j,k}^n + u_{xi,j+1,k}^n}{\Delta y^2} + \frac{u_{xi,j,k-1}^n - 2u_{xi,j,k}^n + u_{xi,j,k+1}^n}{\Delta z^2} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{u_{yi,j,k}^{n+1} - u_{yi,j,k}^n}{\Delta t} = & -\frac{1}{\rho} \frac{p_{i,j,k+1}^{n+1} - p_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta y} \\ & - \left(u_{xi,j,k}^n \frac{\partial u_{yi,j,k}^n}{\partial x} + u_{yi,j,k}^n \frac{\partial u_{yi,j,k}^n}{\partial y} + u_{zi,j,k}^n \frac{\partial u_{yi,j,k}^n}{\partial z} \right) \\ & + v \left(\frac{u_{yi-1,j,k}^n - 2u_{yi,j,k}^n + u_{yi+1,j,k}^n}{\Delta x^2} \right. \\ & \left. + \frac{u_{yi,j-1,k}^n - 2u_{yi,j,k}^n + u_{yi,j+1,k}^n}{\Delta y^2} + \frac{u_{yi,j,k-1}^n - 2u_{yi,j,k}^n + u_{yi,j,k+1}^n}{\Delta z^2} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{u_{zi,j,k}^{n+1} - u_{zi,j,k}^n}{\Delta t} = & -\frac{1}{\rho} \frac{p_{i,j,k+1}^{n+1} - p_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta z} \\ & - \left(u_{xi,j,k}^n \frac{\partial u_{zi,j,k}^n}{\partial x} + u_{yi,j,k}^n \frac{\partial u_{zi,j,k}^n}{\partial y} + u_{zi,j,k}^n \frac{\partial u_{zi,j,k}^n}{\partial z} \right) \\ & + v \left(\frac{u_{zi-1,j,k}^n - 2u_{zi,j,k}^n + u_{zi+1,j,k}^n}{\Delta x^2} \right. \\ & \left. + \frac{u_{zi,j-1,k}^n - 2u_{zi,j,k}^n + u_{zi,j+1,k}^n}{\Delta y^2} + \frac{u_{zi,j,k-1}^n - 2u_{zi,j,k}^n + u_{zi,j,k+1}^n}{\Delta z^2} \right) \\ & - \beta g_z (T_{i,j,k}^n - T_0) \end{aligned} \quad (14)$$

ここで、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は x, y, z 方向の格子幅、 Δt は時間刻み幅、 n は時間ステップ番号を示す。(12)～(14)式の $(n+1)$ ステップは仮の値であり、圧力の補正值 δp により、連続の式を満足するように修正される。(14)式の右辺第4項はブシネスク近似より、温度差から生じる浮力を考慮した外力項である。また、Newton 反復における圧力の初期値には、前時刻の p^n を使用する。(12)～(14)式における移流項の離散化には、一次精度の風上差分^[12]を適用する。

風上差分は、常に流れの上流側に重きを置いて差分近似

する手法である。次式に、例として(12)式における x 成分の移流項に風上差分を適用した離散化を示す。

$$u_{xi,j,k} \frac{\partial u_{xi,j,k}}{\partial x} = \begin{cases} u_{xi,j,k} \frac{u_{xi,j,k} - u_{xi-1,j,k}}{\Delta x} & (u_{xi,j,k} \geq 0) \\ u_{xi,j,k} \frac{u_{xi+1,j,k} - u_{xi,j,k}}{\Delta x} & (u_{xi,j,k} < 0) \end{cases} \quad (15)$$

流れ場のある点において、上流から受ける影響は、下流から受ける影響より大きい。そのため、常に上流側に重きを置いて差分近似することは、物理的な性質に合っており、移流項による数値不安定性の改善へつながる。

次の手順では、Newton 法における圧力の補正值 δp を算出することで、仮圧力と仮速度が連続の式を満足するように修正する。次式により、圧力の補正值 δp を算出する。

$$\begin{aligned} p_{i,j,k}^{(n+1,m+1)} &= p_{i,j,k}^{(n+1,m)} - \frac{D_{i,j,k}^{(n+1,m)}}{(\partial D_{i,j,k} / \partial p_{i,j,k})^{(n+1,m)}} \\ &= p_{i,j,k}^{(n+1,m)} + \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} D_{i,j,k}^{(n+1,m)} &= \frac{u_{xi,j,k}^{(n+1,m)} - u_{xi-1,j,k}^{(n+1,m)}}{\Delta x} \\ &+ \frac{u_{yi,j,k}^{(n+1,m)} - u_{yi,j-1,k}^{(n+1,m)}}{\Delta y} + \frac{u_{zi,j,k}^{(n+1,m)} - u_{zi,j,k-1}^{(n+1,m)}}{\Delta z} \end{aligned} \quad (17)$$

$$(\partial D_{i,j,k} / \partial p_{i,j,k})^{(n+1,m)} = 2\Delta t \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) \quad (18)$$

ここで、 m は Newton 法の反復回数を示す。次に、速度も δp の関数として取り扱っているため、次式で修正する。

$$u_{xi,j,k}^{(n+1,m+1)} = u_{xi,j,k}^{(n+1,m)} + \frac{\Delta t}{\Delta x} \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \quad (19)$$

$$u_{xi-1,j,k}^{(n+1,m+1)} = u_{xi-1,j,k}^{(n+1,m)} - \frac{\Delta t}{\Delta x} \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \quad (20)$$

$$u_{yi,j,k}^{(n+1,m+1)} = u_{yi,j,k}^{(n+1,m)} + \frac{\Delta t}{\Delta y} \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \quad (21)$$

$$u_{yi,j-1,k}^{(n+1,m+1)} = u_{yi,j-1,k}^{(n+1,m)} - \frac{\Delta t}{\Delta y} \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \quad (22)$$

$$u_{zi,j,k}^{(n+1,m+1)} = u_{zi,j,k}^{(n+1,m)} + \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \quad (23)$$

$$u_{zi,j,k-1}^{(n+1,m+1)} = u_{zi,j,k-1}^{(n+1,m)} - \frac{\Delta t}{\Delta z} \delta p_{i,j,k}^{(n+1,m)} \quad (24)$$

修正された速度を用いて、(10) 式の連続の式を計算し、条件を満足するまで Newton 法の反復を繰り返す。次に、既知の速度を用いて (11) 式のエネルギ－方程式を解く。また、固体領域では、(11) 式から移流項を消去し、熱伝導方程式を解く。また、拡散項の熱伝導率 λ は、多媒質界面において、定数として取り扱うことができないため、次式のように離散化を行う。

$$\begin{aligned} \text{div}(\lambda \text{grad} T) = & \frac{1}{2\Delta x^2} (\lambda_{i+1,j,k}^n + \lambda_{i,j,k}^n) (T_{i+1,j,k}^n - T_{i,j,k}^n) \\ & - \frac{1}{2\Delta x^2} (\lambda_{i,j,k}^n + \lambda_{i-1,j,k}^n) (T_{i,j,k}^n - T_{i-1,j,k}^n) \\ & + \frac{1}{2\Delta y^2} (\lambda_{i,j+1,k}^n + \lambda_{i,j,k}^n) (T_{i,j+1,k}^n - T_{i,j,k}^n) \\ & - \frac{1}{2\Delta y^2} (\lambda_{i,j,k}^n + \lambda_{i,j-1,k}^n) (T_{i,j,k}^n - T_{i,j-1,k}^n) \\ & + \frac{1}{2\Delta z^2} (\lambda_{i,j,k+1}^n + \lambda_{i,j,k}^n) (T_{i,j,k+1}^n - T_{i,j,k}^n) \\ & - \frac{1}{2\Delta z^2} (\lambda_{i,j,k}^n + \lambda_{i,j,k-1}^n) (T_{i,j,k}^n - T_{i,j,k-1}^n) \end{aligned} \quad (25)$$

(25) 式のように離散化を行うことで、境界における熱流束の連続性が担保される。次式により、固体領域と流体領域の温度分布を算出する。図2に HSMAC 法を用いた熱流体解析のフローチャートを示す。

$$\begin{aligned} \rho c \left(\frac{T_{i,j,k}^{n+1} - T_{i,j,k}^n}{\Delta t} \right) = & \text{div}(\lambda \text{grad} T) + Q \\ & - \left(u_{xi,j,k}^n \frac{\partial T_{i,j,k}^n}{\partial x} + u_{yi,j,k}^n \frac{\partial T_{i,j,k}^n}{\partial y} + u_{zi,j,k}^n \frac{\partial T_{i,j,k}^n}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (26)$$

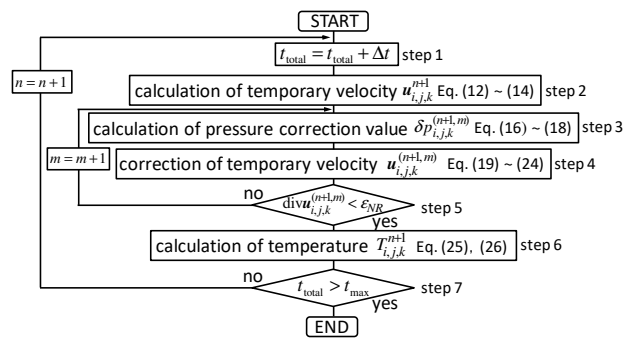


Fig. 2. Flowchart of HSMAC method.

(4) 電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析

電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析のフローチャートを図3に示す。解析手順として、最初に初期時刻における温度 T_0 を設定する (step1)。次に、電磁界解析の解析時間を時間刻み幅の分だけ進めて (step2)、電磁界解析を行い (step3)、得られた渦電流損失を (11) 式の発熱項 Q に受

け渡す (step4)。流体解析の時間を時間刻み幅の分だけ進めて (step5)、HSMAC 法の計算手順である仮速度の予測 (step6)、圧力補正值の算出 (step7)、仮速度の修正 (step8) を行い、連続の式を満足するまで HSMAC 法の反復を繰り返す (step9)。得られた既知の速度を用いて、温度分布の算出 (step10)。流体解析の解析時間が、電磁界解析の解析時間より大きくなるまで解析を繰り返し (step11)、指定時刻に流体解析の解析時間が到達するまで繰り返す (step12)。

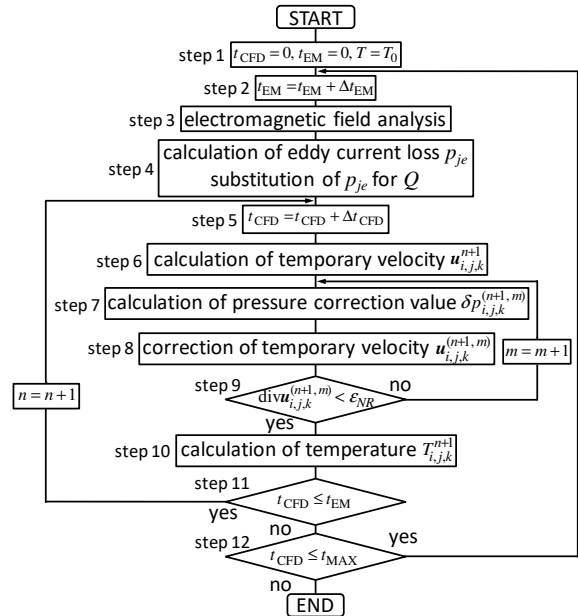


Fig. 3. Flowchart of weakly coupled analysis method.

3. 解析モデルと解析条件

(1) 電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析モデル

誘導加熱現象の解析モデル^[13]を図4に示す。被加熱体の材質に SS400 を採用し、図4に示す点 α , γ における温度上昇を考察する。コイルの内側には、断熱材として発泡ポリエチレン (EPE) が挟まれている。空気領域の外側には、断熱境界条件が適用されている。電磁界解析は、図4の 1/2 領域で行われる。電磁界解析では表皮厚さを考慮したメッシュ分割が必要となる。そのため、計算規模の増加を防ぐために、渦電流損失密度を補完して熱伝導解析に受け渡す。発熱の補完に関しては、図5に導体表面における一つの要素を例として示す。また、補間式を (27) 式に示す。

$$Q_e = \left(\sum_{i=1}^n P_i \right) / \Delta x \Delta y \Delta z \quad (27)$$

ここで、 n は補間する範囲に含まれる要素数、 P_i は各要素の発熱量、 Q_e は補間をして得られた要素の発熱密度を示す。

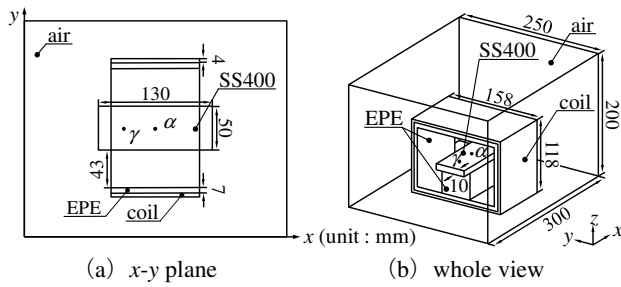


Fig. 4. Induction heating model.

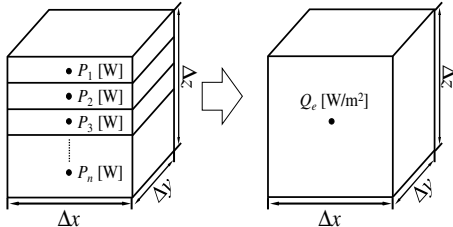


Fig. 5. Interpolation of calorific.

(2) 解析条件

表 1 に計算規模と各解析の前処理付き CG 法と Newton 法の収束判定条件を示す．空気領域の熱流体解析には，HSMAC 法を適用し，固体領域の熱伝導解析には，時間進行に陽解法を採用した有限差分法を適用している．表 2 には材料物性値を示す．数値解析には CPU : Intel Core i7-6850 (6cores, 3.6 GHz)，RAM : 128 GB を搭載した計算機を使用する．

TABLE I Computational Scale and Convergence Criterion

	EM	Heat Conduction	HSMAC method				
			u_x	u_y	u_z	p	T
DoF	792,162	228,528	171,166	169,432	168,656	175,616	228,528
nonzero	14,495,918	without coefficient matrix					
ϵ_{CG}	10^{-6}						
ϵ_{NR}	10^{-3}	10^{-3}					

TABLE II Material Constants

material	SS400	coil (copper)	EPE	air
electric conductivity σ [S/m]	7.5×10^6	no eddy current		
mass density ρ [kg/m ³]	7850	8880	1800	1.18
heat capacity c [J/kg·K]	465	386	2302	1007
thermal conductivity λ [W/m·K]	43	398	0.067	0.0261
viscosity η [Pa·s]				1.862×10^{-5}
coefficient of volumetric expansion β [1/K]	solid			3.32×10^{-3}

(3) 誘導加熱実験

誘導加熱の実験装置を図 6 に示す．誘導加熱装置はナビオ株式会社の IH-1M，電流波形の観測装置は日置電機株式会社のクランプオンプローブ 3274，オシロスコープは Tektronix の TBS1042，サーモグラフィは FLIR ONE for iOS Gen 3 PRO を使用する．電磁界解析に用いる電流波形は，カレントセンサにより得られた波形を，オシロスコープに

おいて平均化処理を施した振幅 28.8 A，周波数 28.5 kHz の正弦波である．

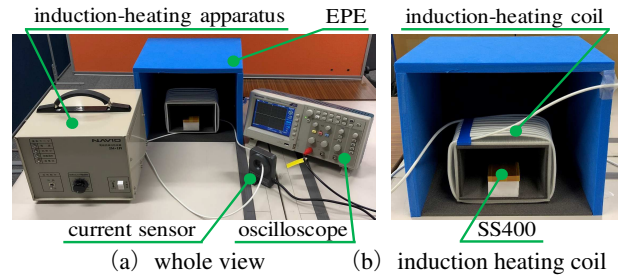


Fig. 6. Experimental instrument.

4. 解析結果

(1) 渦電流解析

電磁界解析から得られた磁束密度分布と渦電流密度分布を図 7，図 8 に示す．磁束密度，渦電流密度は導体の表皮効果により，被加熱体の表面付近に分布している．

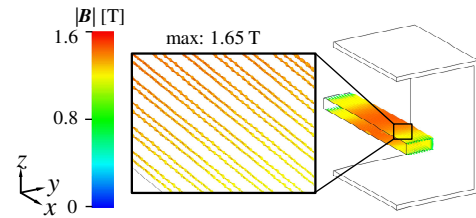


Fig. 7. Distribution of magnetic flux density.

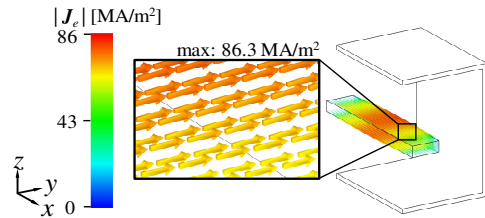
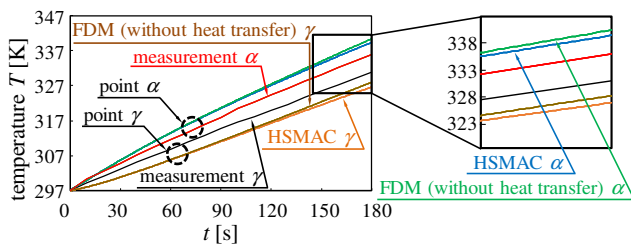
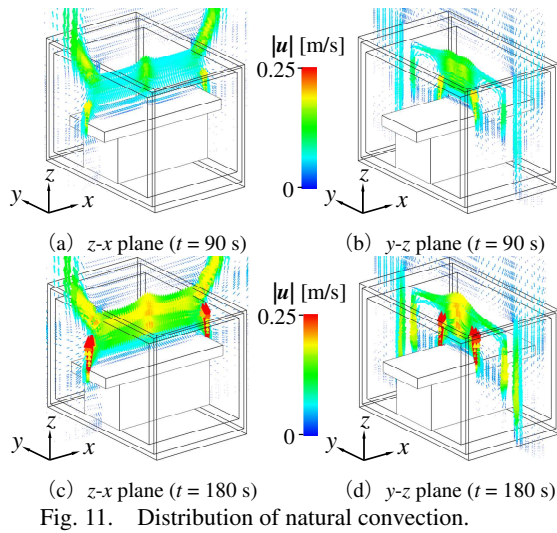
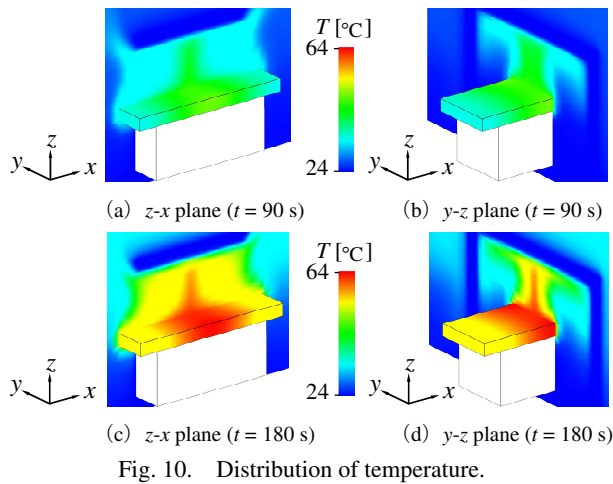
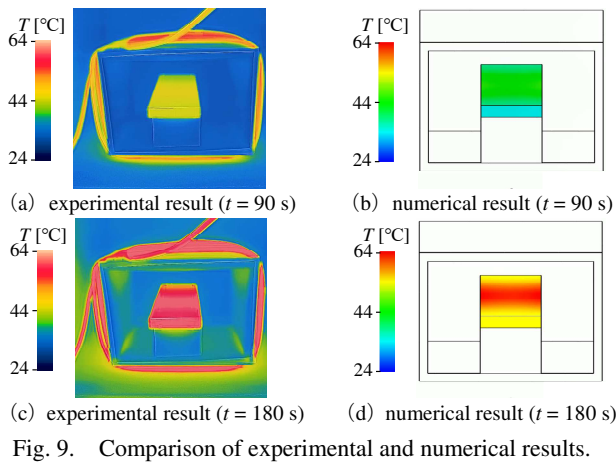


Fig. 8. Distribution of eddy current density.

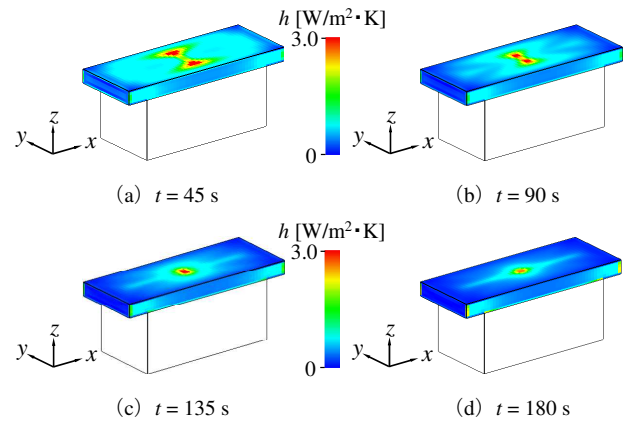
(2) 電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析

図 4 において，電磁界解析を行うことで得られた渦電流損失を発熱として，電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析を行った結果を示す．図 9 に実験結果と数値解析結果における昇温特性の比較を示す．図 10 に，連成解析から得られた温度分布を示し，図 11 には自然対流の流速分布を示す．図 12 には，図 4 の評価点 α ， γ において，被加熱体の温度特性を数値的に示す．図 9 より，実験結果と数値解析結果の昇温特性は一致していることから，本解析に用いた連成解析手法は実現象を追従できることが確認できる．図 10，図 11 より，被加熱体より発生した自然対流が，空気領域の温度分布に影響をもたらしていることが確認できる．また，自然対流は，被加熱体の表面を沿うように流れており，被加熱体表面の熱流束は小さいことが確認できる．図 12 より，時刻 180 s までの間で，自然対流がもたらす評価点における温度降下は 1.0 °C 程度である．



(3) 局所熱伝達率

電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析よりシミュレートされた対流分布を用いて、(8) 式より算出した被加熱体の表面に分布する局所熱伝達率を図 13 に示す。図 13 より、熱伝達率の分布は、自然対流の発達に伴い変化していることが確認できる。このことから、自然対流のように、熱伝達効果が小さい現象においても、熱伝達率を一定値として解析を行うことは、解析精度の劣化に繋がる可能性があることを確認できる。図 12, 図 13 より、 γ 点の熱伝達率は α 点よりも小さいが、 α , γ 点の温度降下は同程度であることが確認できる。これは、 γ 点近傍の流体が、 α 点近傍の流体よりも低温なことが理由である。



5. まとめ

本論文では、HSMAC 法を採用した電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析技法により、誘導加熱現象から生じる自然対流をシミュレートし、局所的な熱伝達率をフーリエの法則とニュートンの冷却則より算出した。本論文より得られた結果を要約すると、以下のようになる。

- (1) 電磁界・熱伝導・熱流体弱連成解析技法により、被加熱体から生じる自然対流の挙動や熱の流れについてシミュレーションできた。
- (2) 自然対流が被加熱体にもたらす影響について検証した。その結果、温度上昇が 50 °C 未満で、加熱時間が短い場合には、自然対流の影響は非常に小さいことが明らかとなった。
- (3) 自然対流のシミュレーション結果より算出された熱伝達率の分布は、自然対流の発達に伴い局所的な変化が生じていることが確認できた。

熱伝達率を一定値として熱伝導解析を行うと、流体がもたらす局所的な熱伝達現象をモデリングできていない。そのため、局所的な熱伝達率の変化を考慮しないと、高精度に渦電流損失を算出しても、実現現象を追従した数値解が得られない可能性がある。

謝辞

本稿における数値解析技術について、細やかなご指導を頂いた法政大学 岡本 吉史 教授へ謝意を表する。

参考文献

-
- [1] G. J. Li, J. Ojeda, E. Hoang, M. Lecrivain, and M. Gabsi, "Comparative studies between classical and mutually coupled switched reluctance motors using thermal-electromagnetic analysis for driving cycles," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 47, no. 4, pp. 839-847 (2011).
 - [2] K. Preis, O. Biro, G. Buchgraber, and I. Ticar, "Thermal-electromagnetic coupling in the finite-element simulation of power transformers," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 4, pp. 999-1002 (2006).
 - [3] K. Hirono, R. Hoshino, T. Kamiya, S. Wakao, Y. Okamoto, and W. Jeon, "Design optimization of primary core in induction heating roll by combination of 2D level-set method and 3D coupled magnetic-thermal FEM," *IEEJ Jour. of Ind. App.*, vol. 7, no. 1, pp. 64-72 (2018).
 - [4] P. Kitak, A. Glotic, and I. Ticar, "Heat transfer coefficients determination of numerical model by using particle swarm optimization," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 2 (2014).
 - [5] S. Koshizuka, and Y. Oka, "Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid," *NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING*, vol. 123, pp. 421-434 (1996).
 - [6] S. Matsuzawa, K. Hirata, T. Yoshimura, G. Yoshikawa, and F. Miyasaka, "Numerical analysis of cold crucible induction melting employing FEM and MPS method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, no. 5, pp. 1921-1924 (2013).
 - [7] S. Matsuzawa, G. Yoshikawa, K. Hirata, F. Miyasaka, Y. Nakai, M. Tsuda, and Y. Komemushi, "Coupled 3-D analysis employing FEM and particle method-experimental verification of cold crucible induction melting," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 3 (2015).
 - [8] L. Jiangfei, J. Long, Y. Lian, F. Zhizhong L. Bo, and C. Wenxue, "Comparison of finite difference and finite volume method for numerical simulation of driven cavity flow based on MAC," *Inter. Conf. on Comp. and Inf. Sci.*, pp. 891-894 (2013).
 - [9] L. M. Itu, C. Suci, F. Moldoveanu, and A. Postelnicu, "Optimized GPU based simulation of the incompressible Navier-Stokes equations on MAC grid," *10th RoEduNet Inter. Conf.*, Iasi, Romania, pp. 5-8 (2011).
 - [10] C.-W. Hirt, B.-D. Nichols, and N.-C. Romero, "SOLA-A numerical solution algorithm for transient fluid flows," *Los Alamos Scientific Laboratory Report*, LA-5852, Add (1975).
 - [11] S. Klomberg, E. Farnleitner, G. Kastner, and O. Biro, "Comparison of CFD analyzing strategies for hydrogenerators," *International Conference on Electrical Machines*, pp. 1990-1995 (2014).
 - [12] B. P. Leonard, "A survey of finite differences with upwinding for numerical modelling of the incompressible convective diffusion equation," *Computational Techniques in Transient and Turbulent Flow*, vol. 2, pp. 1-35 (1981).
 - [13] K. Muramatsu, N. Takahashi, and T. Mimura, "Magneto-thermal-fluid analysis taking account of natural convection using semi-Lagrange coordinate system," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, no. 3, pp. 1670-1673 (1999).